



**Mesure de durées de vie par DSAM au moyen de la
réaction (α , 2n a $e\alpha = 30$ Mev sur cible autoporteuse :
application aux ^{70}Ge , ^{68}Ge et ^{66}Zn**

C. Morand, J.F. Bruandet, A. Giorni, Ung Chan Tsan

► **To cite this version:**

C. Morand, J.F. Bruandet, A. Giorni, Ung Chan Tsan. Mesure de durées de vie par DSAM au moyen de la réaction (α , 2n a $e\alpha = 30$ Mev sur cible autoporteuse : application aux ^{70}Ge , ^{68}Ge et ^{66}Zn . Journal de Physique, 1977, 38 (11), pp.1319-1334. 10.1051/jphys:0197700380110131900 . jpa-00208703

HAL Id: jpa-00208703

<https://hal.science/jpa-00208703>

Submitted on 1 Jan 1977

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

LE JOURNAL DE PHYSIQUE

Classification
Physics Abstracts
23.20C

MESURE DE DURÉES DE VIE PAR DSAM AU MOYEN DE LA RÉACTION $(\alpha, 2n\gamma)$ A $E_\alpha = 30$ MeV SUR CIBLE AUTOPORTEUSE : APPLICATION AUX ^{70}Ge , ^{68}Ge ET ^{66}Zn

C. MORAND, J. F. BRUANDET, A. GIORNI et TSAN UNG CHAN

Institut des Sciences Nucléaires, IN2P3, BP 257, 38044 Grenoble Cedex, France

(Reçu le 4 juillet 1977, accepté le 22 juillet 1977)

Résumé. — Par la méthode d'atténuation de l'effet Doppler-Fizeau (ajustement de la forme de la raie) nous avons tout particulièrement mesuré, dans les noyaux ^{68}Ge , ^{70}Ge et ^{66}Zn obtenus par réaction $(\alpha, 2n\gamma)$ à $E_\alpha = 30$ MeV, les durées de vie des états de haut spin. Le fait que la cible soit autoporteuse d'épaisseur finie de 1,2 à 1,5 mg/cm², permet de déterminer les pouvoirs d'arrêt avec une bonne précision. Les résultats concernent une trentaine de niveaux, en particulier les niveaux de spin élevé ($J_{\text{max}} = 8$ dans ^{70}Ge , $J_{\text{max}} = 10$ dans ^{68}Ge , $J_{\text{max}} = (12)$ dans ^{66}Zn) et font apparaître dans le cas des ^{68}Ge et ^{70}Ge la coexistence de niveaux faiblement et fortement collectifs, indiquant ainsi la mollesse de ces noyaux de transitions.

Abstract. — We have measured the lifetimes of levels in ^{68}Ge , ^{70}Ge and ^{66}Zn by the line shape Doppler shift attenuation method (DSAM), using the $(\alpha, 2n\gamma)$ reaction at $E_\alpha = 30$ MeV. The finite thickness (1.2 – 1.5 mg/cm²) of the self supporting targets gives correction factors for the stopping powers. We report results for some thirty levels, especially for high spin levels ($J_{\text{max}} = 8$ in ^{70}Ge , $J_{\text{max}} = 10$ in ^{68}Ge , $J_{\text{max}} = (12)$ in ^{66}Zn). The coexistence of strongly and weakly collective levels in the Ge isotopes confirms the soft character of those transitional nuclei.

1. Introduction. — Par réaction $(\alpha, 2n\gamma)$ à $E_\alpha = 30$ MeV, nous avons pu mettre en évidence des états de spins relativement élevés dans le ^{70}Ge [1] et dans le ^{66}Zn [2]. Les spectres γ libres enregistrés dans ces réactions à des angles proches de la direction du faisceau, font apparaître une déformation importante des raies due à l'effet Doppler-Fizeau : les figures 1 et 2 montrent des spectres de la réaction $^{68}\text{Zn}(\alpha, 2n\gamma)^{70}\text{Ge}$; en considérant que l'ion résiduel ^{70}Ge recule en moyenne avec la vitesse du centre de masse, soit un $\beta = v/c = 7 \times 10^{-3}$, on peut calculer que le déplacement Doppler maximal βE_γ devient égal à 2,5 keV, résolution typique d'un détecteur GeLi de gros volume, dès que l'énergie E_γ de la raie est supérieure à 350 keV. Nous avons donc écrit un programme basé sur l'ajustement de la déformation due à l'effet Doppler ; les pouvoirs d'arrêt sont précisés par la détermination des déplacements limites pour les transitions γ désexcitant des états de vie moyenne supérieure à 20 ps.

2. La méthode. — Le premier et le plus utilisé des codes de DSAM avec ajustement de la déformation Doppler est le code Shape de E. K. Warburton [3]

qui est semblable à celui de T. R. Fisher *et al.* [4] par la manière de calculer le ralentissement de l'ion de recul en utilisant la projection de sa vitesse le long de l'axe du faisceau, sans faire appel à la théorie universelle du ralentissement des ions dans la matière de J. L. Lindhard *et al.* [5] appliquée à la D.S.A.M. par A. E. Blaugrund [6]. Cette dernière formulation permet en effet de pouvoir comparer les pouvoirs d'arrêts électronique et nucléaire employés dans différentes expériences. En général, elle est utilisée pour des cibles très minces déposées sur support lourd. Mais elle a été aussi appliquée à des réactions d'évaporation induites par particules α sur cibles autoporteuses de fer et de nickel par D. G. Sarantites *et al.* [7]. La méthode que nous proposons utilise comme la précédente la somme

$$d\varepsilon/d\rho = f_e(d\varepsilon/d\rho)_e + f_n(d\varepsilon/d\rho)_n \quad (1)$$

des pouvoirs d'arrêts électronique et nucléaire donnés par :

$$(d\varepsilon/d\rho)_e = k\varepsilon^{1/2} \quad (2)$$

et

$$(d\varepsilon/d\rho)_n = \varepsilon^{1/2}(0,67 + 2,07\varepsilon + 0,03\varepsilon^2) \quad (3)$$

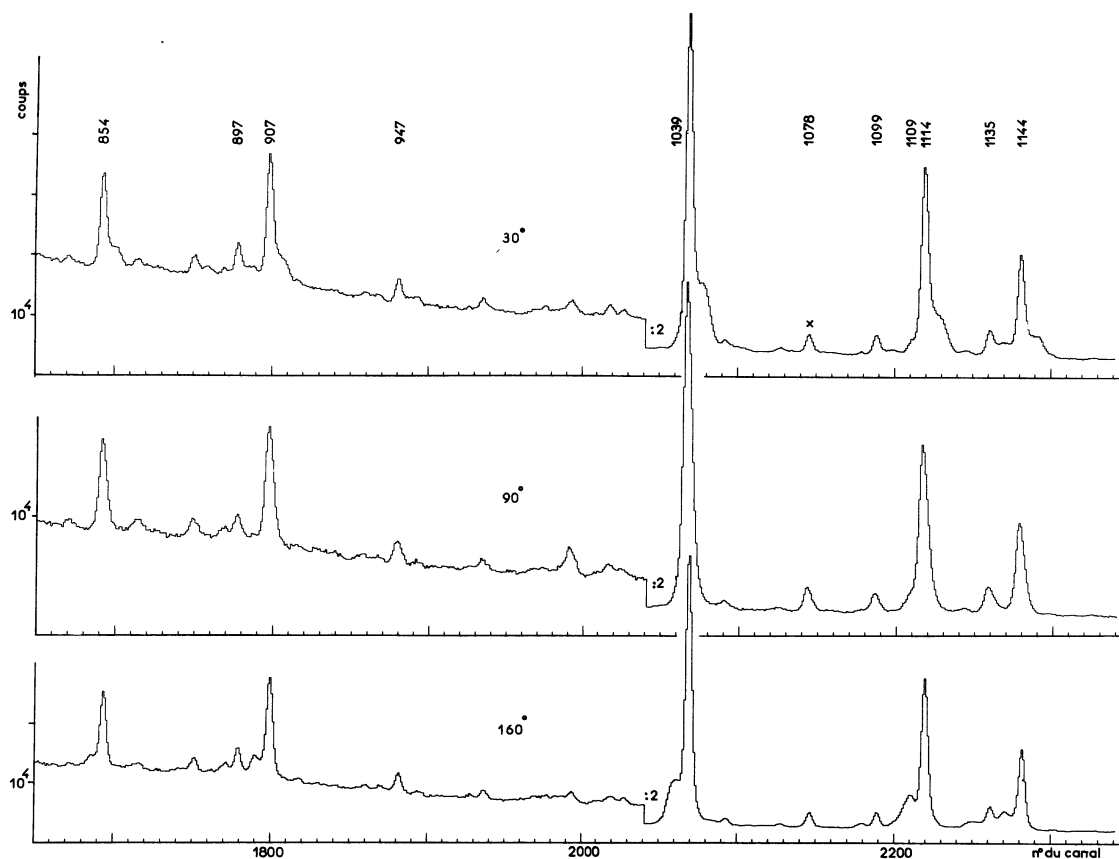


FIG. 1. — Portions de spectres γ libres de la réaction $^{68}\text{Zn} + \alpha$ à $E_\alpha = 30$ MeV pris à 3 angles $\theta = 30^\circ, 90^\circ$ et 160° du faisceau sur un détecteur GeLi de 90 cm^3 et de résolution 2,5 keV à 1 040 keV. La déformation des pics photoélectriques due à l'effet Doppler est frappante sur ces spectres à 0,5 keV/canal.

[Partial γ ray spectra of the $^{68}\text{Zn} + \alpha$ reaction at $E_\alpha = 30$ MeV taken at 3 angles, $\theta = 30, 90$ and 160° with respect to the beam direction, with a 90 cm^3 GeLi detector which had a 2.5 keV resolution (FWHM) at 1 040 keV. The Doppler deformation is apparent in these spectra with 0.5 keV/channel.]

La formule (3) de M. C. Bertin *et al.* [8] est valable pour nos réactions ($\alpha, 2n$) à 30 MeV qui donnent $\varepsilon < 7$ pour l'énergie réduite de l'ion de recul.

Par contre notre méthode diffère de celle de D. G. Sarantites *et al.* [7] par une simplification du calcul des vitesses de recul et par l'utilisation de la propriété autoporteuse des cibles pour déterminer les coefficients f_e et f_n correctifs des pouvoirs d'arrêts électronique et nucléaire. Sachant qu'à $E_\alpha = 30$ MeV, la réaction procède entièrement par noyau composé, la distribution angulaire des neutrons évaporés est symétrique par rapport à 90° dans le système du centre de masse, et la vitesse axiale initiale moyenne des noyaux de recul est celle du centre de masse. Le programme calcule alors successivement : 1) pour des pouvoirs d'arrêt donnés, la vitesse du noyau de recul en fonction de la distance parcourue dans la cible, c'est-à-dire du temps écoulé depuis sa formation, 2) la probabilité de désexcitation de ce noyau pour une loi de décroissance donnée tenant compte des périodes des niveaux alimentant l'état étudié, 3) pour l'ensemble des noyaux formés dans la cible, le spectre $P(\beta)$ du nombre P de noyaux émetteurs ayant une

vitesse β y compris ceux qui sortent de la cible, 4) pour une transition d'énergie E_γ calculée sur un spectre libre à 90° , la forme dopplérisée théorique à l'angle θ^0 , par convolution du spectre $P(\beta)$ avec une gaussienne d'écart-type variable rendant compte de la réponse du détecteur. La cible est divisée en 1 000 tranches d'égale épaisseur et le spectre $P(\beta)$ comporte 50 canaux.

Voici les différentes étapes de la méthode :

2.1 MESURE DES SPECTRES γ . — On enregistre en présence de sources radioactives (étalons d'énergie), un spectre libre à 3 angles différents : $\theta = 90^\circ$ et 2 positions les plus proches de la direction du faisceau (par exemple $\theta = 30^\circ$ avant et $\theta = 160^\circ$ arrière). Le faisceau de particules α de 10 nA délivré par le cyclotron de l'ISN de Grenoble bombarde la cible autoporteuse fixée dans une chambre de plexiglass. Les raies γ (cf. Figs. 1 et 2) sont détectées à 20 cm de la cible par 2 détecteurs GeLi, l'un de gros volume 70 cm^3 et de résolution sur faisceau 2,5 keV à 1 040 keV à 3 000 cps/s ; l'autre de petit volume 10 cm^3 et de résolution sur faisceau de 0,9 keV à 81 keV et 1,22 keV à 303 keV (^{133}Ba) à 900 cps/s. L'épaisseur de la cible

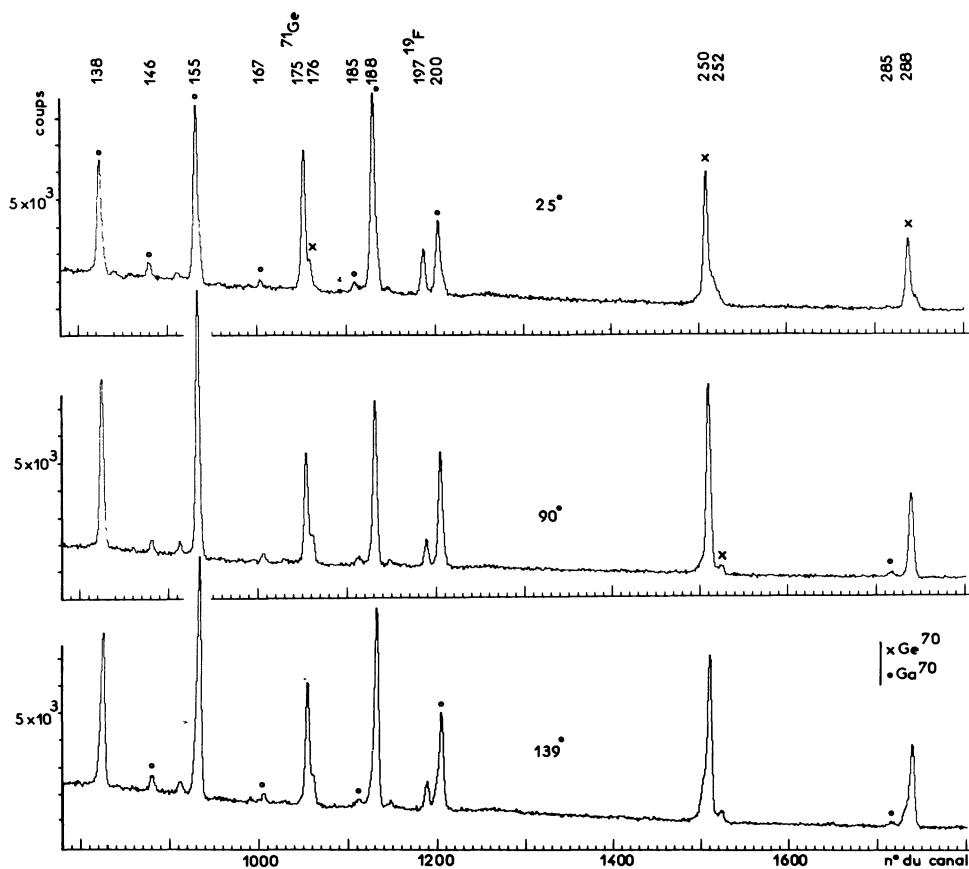


FIG. 2. — Portions de spectres γ libres de la réaction $^{68}\text{Zn} + \alpha$ à $E_\alpha = 30$ MeV pris à 3 angles $\theta = 25^\circ, 90^\circ$ et 139° du faisceau sur un détecteur GeLi de 10 cm^3 et de résolution $0,9\text{ keV}$ à 86 keV sur faisceau. La déformation Doppler est visible sur des pics d'énergie $E_\gamma > 188\text{ keV}$.

[Partial γ ray spectra of the $^{68}\text{Zn} + \alpha$ reaction at $E_\alpha = 30$ MeV taken at 3 angles, $\theta = 25, 90$ and 139° with respect to the beam direction with a 10 cm^3 GeLi detector which had a 0.9 keV resolution at 86 keV in beam. The Doppler broadened shape may be seen on photopeaks with energy $E_\gamma > 188\text{ keV}$.]

autoporteuse (1 à $1,5\text{ mg/cm}^2$) est déterminée par pesée sur une balance de précision 10^{-6} g .

2.2 DÉTERMINATION DES POUVOIRS D'ARRÊT. — C. Broude *et al.* [9] et plus récemment M. Toulemonde et F. Haas [10] ont montré par des mesures systématiques de la même durée de vie en fonction du nombre de charge Z du matériau ralentisseur, que pour la région $Z = 30$, les pouvoirs d'arrêt calculés par (2) et (3) sont trop élevés car ils conduisent à des vies moyennes trop courtes. Pour estimer les facteurs correctifs f_e et f_n de la formule (1), il nous est très difficile d'imiter D. G. Sarantites *et al.* [7] en utilisant les durées de vie déjà connues par d'autres méthodes. En effet, les vies moyennes déjà mesurées par excitation coulombienne ne concernent que les premiers niveaux du schéma, pour lesquels notre méthode offre la moins bonne précision (voir discussion 2.5).

Nous préférons utiliser la propriété illustrée par les figures 3 et 4 : pour les durées de vie longues ($\tau > 20\text{ ps}$) la proportion de noyaux émetteurs en vol est toujours la même, ce sont les noyaux qui sortent

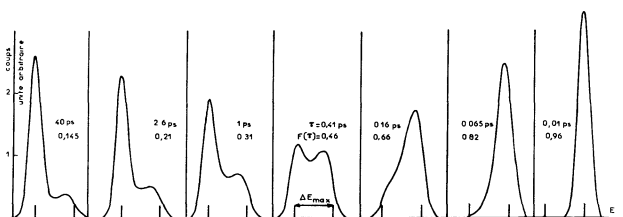


FIG. 3. — En fonction de la durée de vie τ (ps) d'un niveau du ^{70}Ge supposé uniquement alimenté en prompt, la figure représente l'évolution théorique, à surface constante, de la forme d'un pic photoélectrique dopplérisé, d'énergie $E_\gamma = 1\,523\text{ keV}$ provenant de la réaction $^{68}\text{Zn}(\alpha, 2n\gamma)$ à $E_\alpha = 30$ MeV sur cible autoporteuse de $1,5\text{ mg/cm}^2$ détecté à $\theta = 25^\circ$ avec une jonction GeLi de 3 keV de résolution. Les barres indiquent les emplacements : E_γ du pic non dopplérisé et $E_\gamma + \Delta E_{\text{max}} = E_\gamma(1 + \beta \cos \theta)$ du maximum d'énergie possible.

[As a function of the lifetime τ (ps) of a ^{70}Ge level assumed to be fully, promptly fed, the figure shows the theoretical evolution, with constant area, of the shape of a photoelectric peak in the following conditions : $^{68}\text{Zn}(\alpha, 2n\gamma)$ reaction at $E_\alpha = 30\text{ MeV}$, $E_\gamma = 1\,523\text{ keV}$ peak energy, $1,5\text{ mg/cm}^2$ thickness of the self-supporting target, $\theta = 25^\circ$ detection angle, 3 keV energy resolution of the GeLi detector. The 2 bars show the locations of the energies : E_γ intrinsic energy of the transition, and the maximum possible energy $E_\gamma + \Delta E_{\text{max}} = E_\gamma(1 + \beta \cos \theta)$.]

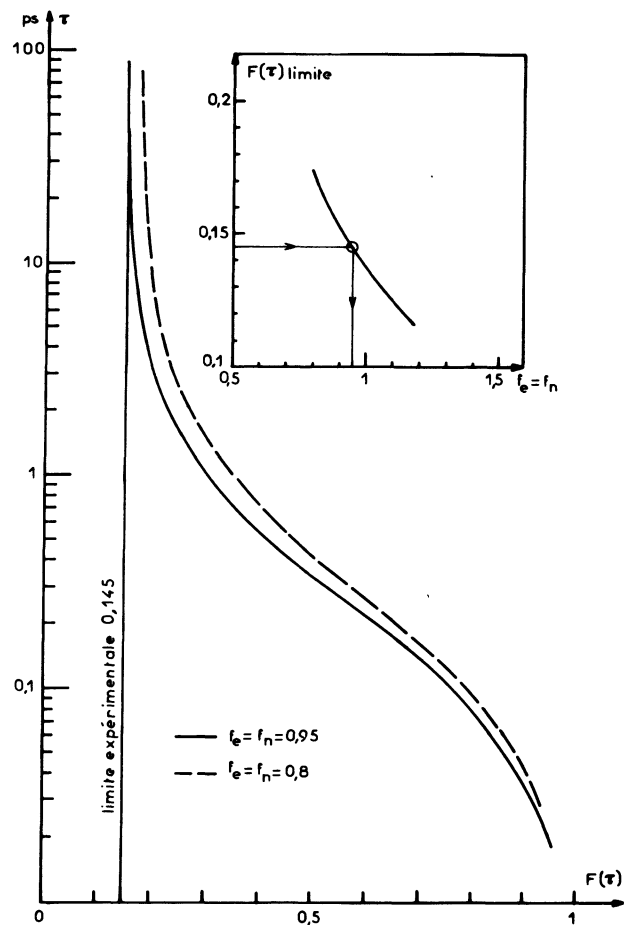


FIG. 4. — Valeur théorique de $F(\tau) = \Delta E/\Delta E_{\max}$ (abscisse) en fonction de la durée de vie τ en ps (ordonnées) d'un état du ^{70}Ge alimenté uniquement en prompt, atteint par la réaction $^{68}\text{Zn}(\alpha, 2n\gamma)$ à $E_\alpha = 30$ MeV sur cible autoporteuse de $1,5 \text{ mg/cm}^2$ d'épaisseur effective. L'encadré montre comment a été fait le choix des pouvoirs d'arrêts $f_e = f_n = 0,95$ qui redonnent la valeur expérimentale de la limite $F(\tau) = 0,145$ trouvée sur la figure 5. Sur la figure 4, on peut constater en outre que le domaine de validité de la méthode s'étend de 0,05 ps à 10 ps.

[Plot of the theoretical values of $F(\tau) = (\Delta E/\Delta E_{\max})/\beta$ (abscissa) versus the life time τ (ps, ordinate) of the same level as mentioned in figure 3. The inset shows how the stopping powers $f_e = f_n = 0,95$ which give the experimental limit $F(\tau) = 0,145$ measured in figure 5 were chosen. Figure 4 shows also that the method is valid from $\tau = 0,05$ ps to $\tau = 10$ ps.]

de la cible. Cela se traduit par le fait que la forme de la raie dopplérisée tend vers une forme limite (Fig. 3) et que la quantité $F(\tau)$ (quotient du déplacement du centre de gravité de la raie par le déplacement Doppler maximum possible) tend vers une limite pour $\tau > 20$ ps (Fig. 4). Par exemple, pour la cible de ^{68}Zn on constate (Fig. 5) que pour les transitions de 138, 155, 188 et 200 keV du ^{70}Ga obtenu par $(\alpha, pn\gamma)$, et 250 et 288 keV du ^{70}Ge obtenu par $(\alpha, 2n\gamma)$, le déplacement relatif du centre de gravité $\Delta E/E$ est égal à $(1,02 \pm 0,05) \cdot 10^{-3}$, ce qui se traduit par un $F(\tau) = 0,145$ pour une vitesse initiale $\beta = 7 \times 10^{-3}$. Cette valeur de $F(\tau)$ est bien la valeur limite inférieure : dans le ^{70}Ga la transition de 188 keV provient d'un niveau de $\tau = 21$ ns et les

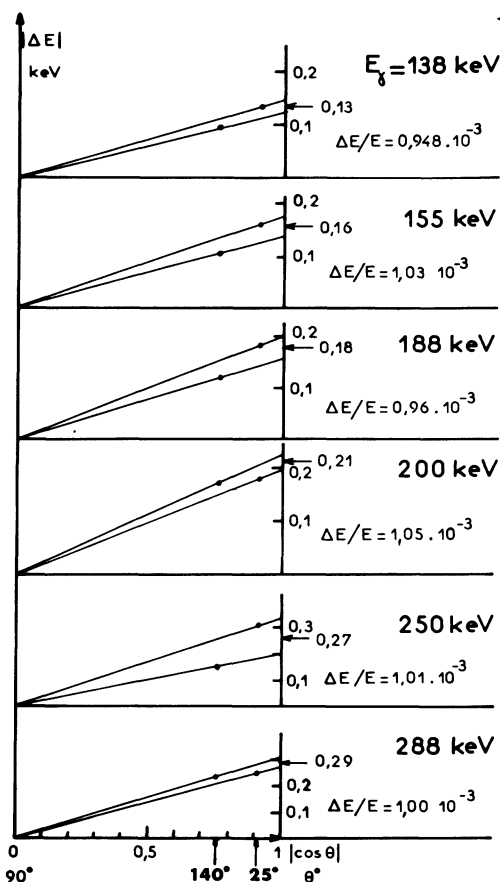


FIG. 5. — Pour 4 transitions du ^{70}Ga et 2 transitions du ^{70}Ge atteints par la réaction $^{68}\text{Zn} + \alpha$ à $E_\alpha = 30$ MeV, la figure représente les valeurs expérimentales, en fonction de $|\cos \theta|$, du déplacement du centre de gravité ΔE (keV) mesuré par rapport à sa position à $\theta = 90^\circ$ aux angles $\theta = 25^\circ$ et 140° . Les valeurs de $(\Delta E/E)_{\max} = \beta F(\tau)$ de moyenne $1,00 \times 10^{-3}$ donnent pour $\beta = 7 \times 10^{-3}$, la valeur limite de $F(\tau) = 0,145$.

[For 4 ^{70}Ga transitions and 2 ^{70}Ge transitions emitted during the $^{68}\text{Zn} + \alpha$ reaction at $E_\alpha = 30$ MeV, the figure shows, plotted versus $|\cos \theta|$, the experimental values of the centroid shift ΔE (keV) at $\theta = 25^\circ$ and 140° with respect to its position at $\theta = 90^\circ$. The data $(\Delta E/E)_{\max} = \beta F(\tau)$, with their mean value $1,00 \times 10^{-3}$, give the limit $F(\tau) = 0,145$ for $\beta = 7 \times 10^{-3}$.]

autres transitions sont de type M1 [11], c'est-à-dire ont des durées de vie certainement supérieures à 20 ps ; quant aux transitions de 250 et 289 keV du ^{70}Ge , leur type M1 a été établi par U. et J. Eberth⁽¹⁾ au polarimètre Compton [12], elles se présentent comme les analogues des transitions de 174 et 234 keV du ^{68}Ge (niveau 6^- , 7^- de durées de vie $\tau > 170$ ps mesurées par la méthode du parcours de recul par E. Nolte et Th. Walter [13]). Notons que la précision sur la détermination du $F(\tau)$ limite ainsi obtenu sur des transitions de faibles énergies se juge pour chaque transition par la cohérence des résultats aux angles avant et arrière, compte tenu de ce que les déplacements ΔE sont toujours très petits (0,1 keV par exemple pour la transition M1 de 138 keV du ^{70}Ga).

(1) U. et J. Eberth, communication privée. *Vrh. Dtsch. Phys. Ges.* 6 (1977) 801.

Nous avons trouvé ainsi $f_e = f_n = 0,95$ pour la réaction $^{68}\text{Zn} + \alpha$ $E_\alpha = 30$ MeV. Cette évaluation des facteurs correctifs des pouvoirs d'arrêt présente l'avantage d'englober les incertitudes sur l'épaisseur de la cible (inclinaison de la cible par rapport au faisceau) et sur la vitesse initiale du noyau de recul.

La recherche des facteurs correctifs sur les pouvoirs d'arrêt f_e et f_n peut aussi se faire sur toute transition provenant d'un niveau de longue durée de vie apparente. En particulier dans les noyaux étudiés $^{68,70}\text{Ge}$ ^{66}Zn compte tenu de leur faible alimentation prompte (inférieure à 7 %), les niveaux 2_1^+ des noyaux ci-dessus présentent une vie moyenne apparente $\tau \geq 10$ ps donnant une déformation Doppler très proche de la déformation limite $F(\tau)$ (à quelques % près de la valeur de $F(\tau)$ limite). Ainsi pour le niveau $J^\pi = 2_1^+$ à 1 040 keV du ^{70}Ge la durée de vie apparente (calculée en supposant le niveau complètement alimenté en prompt) a été trouvée $\tau_a = 10$ ps aux 2 angles avant et arrière. Les mêmes facteurs correctifs sur les pouvoirs d'arrêts $f_e = f_n = 0,95$ utilisées pour les noyaux de ^{68}Ge et ^{66}Zn où la proportion de niveaux de durée de vie longue est plus importante que dans le ^{70}Ge , ont donné une vie moyenne apparente $\tau_a = 12$ ps pour le niveau 2_1^+ à 1 016 keV du ^{68}Ge (de durée de vie propre $\tau = 6$ ps mesurée par la méthode du parcours de recul), et $\tau_a = 15$ ps pour le niveau 2_1^+ à 1 039 keV du ^{66}Zn (de durée de vie propre $\tau = 2,3$ ps mesurée par excitation coulombienne). Soulignons que ces vérifications des pouvoirs d'arrêts sont très précises car elles se font : i) sur des pics à très forte statistique, ii) par ajustement de la déformation Doppler, c'est-à-dire de la même manière que pour la recherche des durées de vie des autres niveaux, donc avec une précision nettement supérieure à la méthode de déplacement du centre de gravité.

2.3 VITESSE DE REcul DU NOYAU. — Comme nous l'avons vu précédemment nous avons pris pour vitesse initiale du noyau de recul, dans le calcul de son ralentissement, la vitesse du centre de masse. C'est seulement au niveau de la convolution par les gaussiennes que nous avons tenu compte d'une dispersion angulaire due à la fois à l'ouverture d'un cône pour les vitesses de recul de l'ion et à l'angle solide de détection du GeLi. En première approximation nous prenons une ouverture angulaire moyenne δ ; soient P_i le nombre de noyaux émetteurs à la vitesse β_i (spectre $P(\beta)$), θ l'angle de détection et E_γ l'énergie de la transition émise à l'arrêt, l'intervalle d'énergie dû à l'ouverture angulaire δ est limité par les valeurs E_i^+ et E_i^- données par

$$E_i^{\pm} = E_\gamma [1 + \beta_i \cos(\theta \pm \delta)] \quad (4)$$

et la dispersion due à δ est proportionnelle à $E_\gamma \beta_i \sin \delta \sin \theta$.

Ainsi l'écart-type σ de la gaussienne à l'angle θ , pour la vitesse β_i est :

$$\sigma_i^2(\theta) = \sigma_{\text{rad}}^2 + (E_\gamma \beta_i \sin \delta \sin \theta)^2 \quad (5)$$

où σ_{rad} est l'écart-type d'une gaussienne interpolée entre des pics de radioactivité ou des pics non dopplérisés à θ^0 , rendant compte de la réponse du détecteur. Le calcul de $\sin \delta$ se fait en utilisant l'élargissement d'un pic à 90° , dû uniquement à l'ouverture angulaire, par :

$$\sigma_{90}^2 = \sigma_{\text{rad}}^2 + (E_\gamma \sin \delta)^2 \sum_i \beta_i^2 P_i \quad (6)$$

où la quantité $\sum \beta_i^2 P_i$ dépend de la durée de vie du niveau dont est issue la transition d'énergie E_γ .

En pratique, pour quelques pics photoélectriques bien dessinés, on estime la durée de vie apparente d'abord sans correction d'ouverture ($\delta = 0$: largeur de gaussienne constante $\sigma_i = \sigma_{\text{rad}}$), on en déduit la distribution $P(\beta)$, ce qui permet de calculer $\sin \delta$ sur le spectre à 90° . Pour toutes les expériences considérées ici, les valeurs de δ varient entre 10° et 20° . Plus de précision est inutile pour un terme correctif. La qualité des ajustements obtenus témoigne de la validité de l'approximation d'un angle d'ouverture δ moyen des vitesses de recul (cf. Fig. 6).

2.4 DURÉE DE VIE DE L'ALIMENTATION LATÉRALE. —

La détermination de la loi de décroissance d'un niveau nécessite la connaissance des périodes des niveaux de plus grande énergie alimentant directement ou indirectement le niveau étudié et les intensités relatives de ces alimentations. Ces dernières sont fournies par les expériences de distributions angulaires [1, 2], et les périodes nécessaires sont connues si nos mesures commencent par les niveaux les plus élevés. Mais nous ne connaissons pas la durée de vie des niveaux du continuum qui alimentent chaque niveau discret par des γ statistiques (side feeding), phénomène accompagnant tout processus de fusion-évaporation.

Afin de ne pas prendre en compte cette alimentation latérale, J. H. Hamilton *et al.* [14] font la mesure sur des spectres obtenus en coïncidence γ - γ ; mais une telle méthode exige probablement un long temps de comptage pour avoir une statistique suffisante. En outre, se passer de l'alimentation latérale pour chaque niveau conduit à cumuler intégralement les erreurs affectant les durées de vie des niveaux précédents le long d'une cascade γ , si bien que l'imprécision devient très grande pour les niveaux de basse énergie.

Une méthode originale pour s'affranchir de cette alimentation latérale est celle proposée par D. G. Sarantites *et al.* [7] qui supposent que le niveau considéré est complètement alimenté en γ prompt pour calculer ainsi une durée de vie apparente à différentes énergies incidentes. La courbe ainsi obtenue est extrapolée jusqu'à un seuil effectif, lui-même extrapolation jusqu'à zéro de la fonction d'excitation du niveau considéré. Malheureusement les extrapolations ne sont pas toujours très fiables.

Enfin une autre méthode consiste à attribuer à l'alimentation latérale une durée de vie effective,

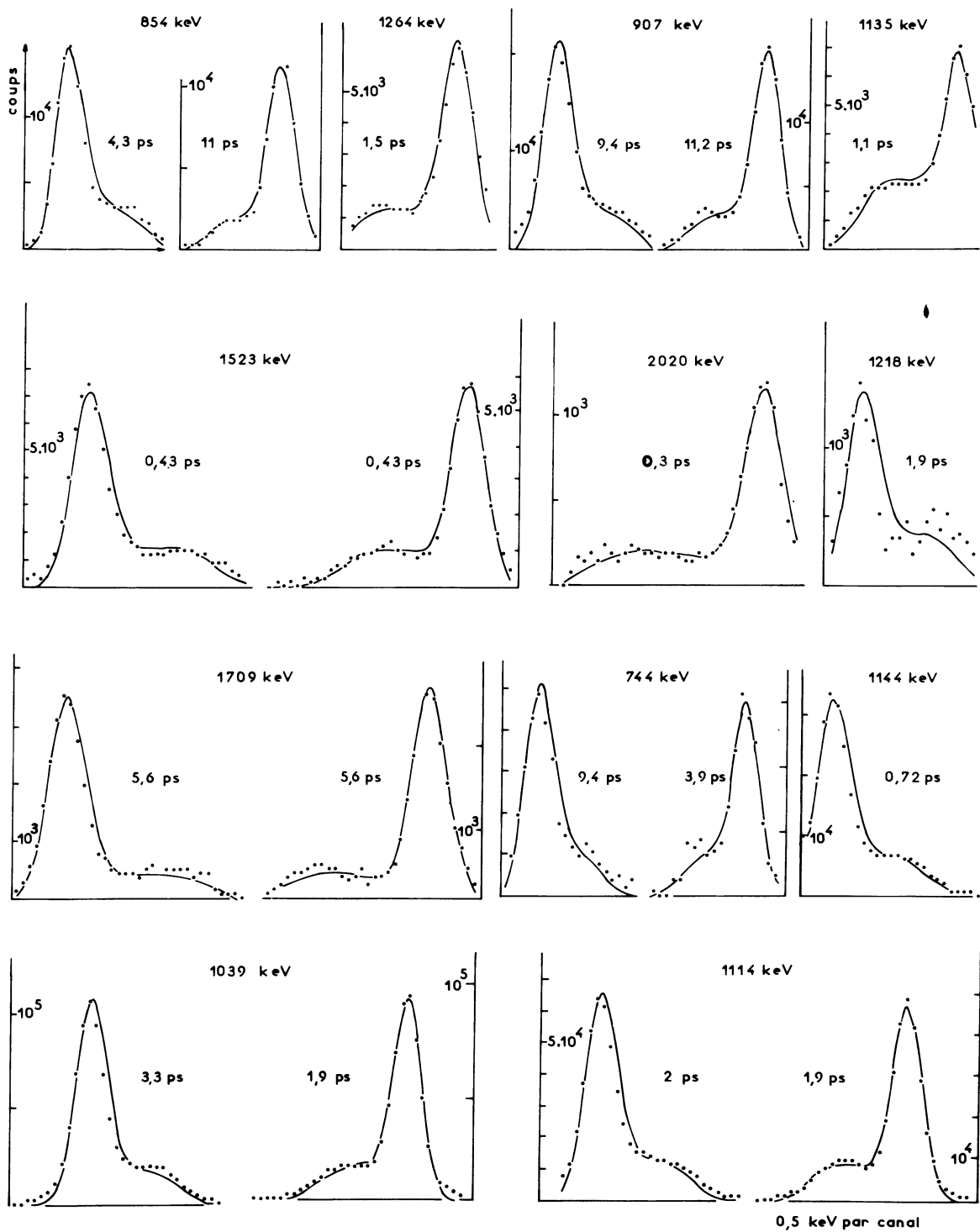


FIG. 6. — Ajustements de la déformation Doppler obtenus pour quelques transitions γ en keV du ^{70}Ge aux angles $\theta = 30^\circ$ et 160° . Dans le calcul de la forme théorique le seul paramètre est la durée de vie du niveau τ en ps : l'énergie de la transition évaluée sur le spectre à 90° donne sa position à θ° , l'écart-type σ de la gaussienne de convolution et l'ouverture angulaire $\delta = 15^\circ$ sont calculés sur des pics bien dessinés de référence.

[Doppler broadened peak fits for some ^{70}Ge transitions at $\theta = 30^\circ$ and 160° . When computing the theoretical value the only parameter is the lifetime τ in ps : the transition energy measured on the 90° spectrum gives its position at θ° , the standard deviation σ of the convolution gaussian and the angle gap $\delta = 15^\circ$ are computed on well known reference peaks.]

variable selon les niveaux d'après D. Husar *et al.* [15] ($1 < \tau < 15$ ps, ce qui est discutable), ou inférieure à la plus courte vie moyenne trouvée dans le schéma comme le font N. Bendjaballah *et al.* [16], K. P. Lieb et J. J. Kolata [17] qui s'accordent sur $\tau < 0,1$ ps dans l'étude des ^{56}Fe , ^{56}Co , ^{72}Se respectivement. Nous avons nous-même trouvé $\tau = 0,04$ ps pour le niveau $J^\pi = 10^+$ du ^{50}V atteint par ^{48}Ti ($\alpha, p\gamma$) à $E_\alpha = 30$ MeV [18].

Au vu de ces résultats, et de l'ordre de grandeur de la durée des niveaux que nous mesurons ici — toujours supérieure à 0,3 ps — nous avons choisi de négliger la durée de vie associée à l'alimentation latérale.

2.5 PRÉCISION DES RÉSULTATS. — Notre méthode permet de réduire notamment l'imprécision sur les calculs de ralentissement (principale faiblesse de la DSAM), et conduit à de bons ajustements des formes de raies. Cependant si on examine, en fonction de la valeur de la durée de vie, la variation lente des formes théoriques et du χ^2 d'ajustement correspondant (Fig. 7), on doit en toute honnêteté attribuer dans les

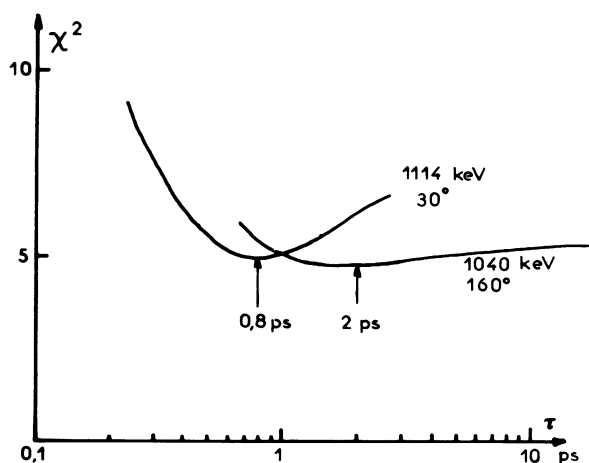


FIG. 7. — Pour les ajustements des pics photoélectriques dopplérisés de 1 040 et 1 114 keV variation du χ^2 en fonction de la vie moyenne d'essai τ en ps. Les alimentations des niveaux correspondants sont celles du tableau I.

[χ^2 plot versus the mean life τ (ps) for the fits of the Doppler broadened peaks at 1 040 and 1 114 keV. The levels feedings are tabulated in I.]

meilleurs cas une précision $\tau \pm \tau/3$ pour des vies moyennes $0,1 < \tau < 5$ ps. Par contre, si la statistique est un peu faible, si le choix du bruit de fond est délicat, si un pic parasite empiète sur le pic dopplérisé, ou encore si l'alimentation latérale du niveau considéré est relativement faible, cette précision peut tomber à $\tau \pm \tau/3$. Ce dernier cas est bien illustré sur la figure 7 où le minimum du χ^2 pour la transition de 1 040 keV du ^{70}Ge alimenté avec 6 % seulement de γ prompt, est bien plus plat que celui du χ^2 du γ de 1 114 keV alimenté par 41 % de γ prompt. Enfin sur l'incertitude

habituelle concernant les pouvoirs d'arrêt, notre méthode présente l'avantage de n'utiliser qu'un seul matériau ralentisseur, alors que lorsqu'on dépose une cible mince (100 à 200 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$) sur un support ralentisseur, la part relative du freinage effectué dans la cible elle-même n'est pas négligeable puisque le parcours des noyaux de recul est environ de 400 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ dans le cas de la réaction $^{68}\text{Zn} + \alpha$ à $E_\alpha = 30$ MeV : il y a alors 2 pouvoirs d'arrêts différents à déterminer.

3. Cas du ^{70}Ge . — Sur les spectres γ libres des figures 1 et 2 apparaissent des pics photoélectriques déformés par l'effet Doppler. La figure 5 montre sur quelles raies γ de la réaction $^{68}\text{Zn} + \alpha$ nous avons évalué la valeur limite de $F(\tau)$ pour de grandes durées de vie, et la détermination des facteurs correctifs des pouvoirs d'arrêt est illustrée par la figure 4.

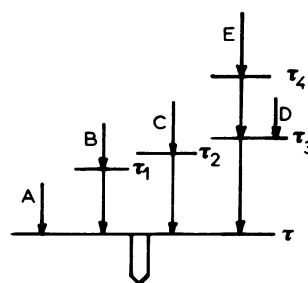


FIG. 8. — Schéma général d'alimentation d'un niveau tel qu'il a été utilisé pour donner les résultats des tableaux I, III et IV. Le niveau étudié de durée de vie τ est alimenté par un flux A de transition prompt, par des flux B et C provenant de niveaux de vies moyennes τ_1 et τ_2 eux-mêmes alimentés en prompt, et aussi à travers un niveau de durée de vie τ_3 alimenté par un flux D prompt et un flux E provenant d'un niveau de vie moyenne τ_4 . La quantité $1 - (A + B + C + D + E)$ représente une éventuelle composante de radioactivité.

[Typical feeding time of a level, as used to obtain the results tabulated in I, III and IV. The studied state with mean life τ , is fed by a prompt flow A , by the flows B and C issued from levels with life times τ_1 and τ_2 , and through a state with mean life τ_3 fed by D promptly, by a flow E coming from a τ_4 lifetime level. The quantity $1 - (A + B + C + D + E)$ is a possible radioactivity component.]

La figure 8 indique le schéma général d'alimentation d'un niveau étudié, déterminant la loi de sa décroissance radioactive en fonction du temps. Les composantes de ces alimentations ont été déduites des résultats des distributions angulaires que nous avons obtenus dans la référence [1]. Nos résultats sont présentés sur le tableau I.

Bien que la précision de nos mesures soit mauvaise pour des niveaux en bas de schéma, la comparaison avec les 2 seules durées de vie connues, est très satisfaisante. Pour le niveau 2_1^+ à 1 040 keV, si nous écartons la valeur $\tau = 58 \times 10^{-18}$ s mesurée par W. M. Gibson *et al.* [19] au moyen de l'effet d'ombre, et qui doit concerner la durée de vie du noyau composé et non celle du niveau, toutes les autres valeurs mesurées avant 1972 par excitation coulombienne

TABLEAU I
Mesures des durées de vie de niveaux du ^{70}Ge

E_x	J^π	E_γ	θ°	τ_i	τ_j	$ M ^2$	$A(\tau=0)$	B	τ_1	C	τ_2	D	τ_3	E	τ_4
1 040	2 ⁺	1 040	31	3,3	$2,2^{+2}_{-1}$	20	0,06	0,21	0,4	0,1	6	0,3	2	0,33	0,8
			160	2											
1 708	2 ⁺	1 708	31	5,6	5^{+3}_{-1}		0,2	0,8	6	0		0		0	
			160	5,6											
2 153	4 ⁺	1 114	31	2	$2^{+0,5}_{-0,2}$	13	0,41	0,05	5	0,26	1	0	0,07	0,28	10
			160	2											
2 452	3 ⁺	744	31	9	5^{+5}_{-3}		0,58	0,42		0		0		0	
			160	4											
2 562	3 ⁻	1 523	31	0,43	$0,4 \pm 0,1$		0,2	0		0		0,4	5	0,4	10
			160	0,43											
2 806	4 ⁺	1 099	31	5	6^{+10}_{-2}		0,58	0,42	10	0		0		0	
			160	> 10											
3 059	4 ⁺	2 020	160	0,3	$0,3^{+0,1}_{-0,05}$		0,2	0		0	5	0,4	5	0,4	10
3 297	6 ⁺	1 144	31	0,72	$0,7^{+0,2}_{-0,1}$	33	0,17	0,31	1,1	0,52	10	0		0	
3 417	5 ⁻	854	31	4,3											
			160	> 11	5^{+6}_{-3}	$2,5 \times 10^{-5}$	0,5	0,5	20	0		0		0	
		1 264	160	1,5											
3 670		1 218	31	1,9	2^{+2}_{-1}		1								
3 753	6 ⁺	947	160	> 10	> 5		1								
4 204	8 ⁺	907	31	9	10^{+20}_{-3}	12	1								
			160	11											
4 432*	8 ⁺	1 135	160	1,1	$1,1^{+0,3}_{-0,2}$	25	1								
4 852		897	160	> 10	> 5										

E_x désigne l'énergie d'excitation du niveau de caractéristiques J^π , et E_γ est l'énergie de la transition γ désexcitant ce niveau, pour laquelle τ_i a été mesuré à l'angle θ . La colonne τ_j avec barre d'erreur donne nos résultats définitifs. $|M|^2$ est l'intensité des transitions E_2 en unités Weisskopf. Les colonnes suivantes précisent les quantités utilisées pour décrire l'alimentation du niveau étudié expliquée par la figure 8. Les énergies sont exprimées en keV et les durées de vie en picoseconde. La vie moyenne du niveau 8_2^+ est probablement un peu inférieure à 1,1 ps car sur la forme expérimentale ajustée du pic à 1 135 keV, la partie non Dopplérisée est réhaussée par une trainée du pic Dopplérisé de 1,144 keV.

tournent autour de $\tau = (1,9 \pm 0,4)$ ps [20]. Ces résultats ont été confirmés par G. K. Hubler *et al.* [21] en (α, α') et $(^{16}\text{O}, ^{16}\text{O}')$, par C. Fahlander *et al.* [22] qui trouvent $\tau = (1,88 \pm 0,4)$ ps en $(^{16}\text{O}, ^{16}\text{O}')$, et par F. J. Kline *et al.* [23] qui obtiennent

$$\tau = (2,0 \pm 0,1) \text{ ps}$$

en (e, e') . Notre mesure $\tau = (2, 2^{+2}_{-1})$ ps est donc bien correcte. De même notre mesure $\tau = (5^{+2}_{-1})$ ps de la durée de vie du niveau 2^+ à 1 709 keV donne $B(E 2) = 6 \bar{e}^2 \text{ fm}^4$ pour la transition $2^+ \rightarrow 0^+$ de 1 709 keV au lieu de $B(E 2) = 4,4 \bar{e}^2 \text{ fm}^4$ donné par K. R. Alvar *et al.* [20]. Enfin la vie moyenne $\tau = (2^{+0,5}_{-0,2})$ ps que nous trouvons pour le premier niveau 4^+ à 2 153 keV n'est pas en grand désaccord avec la valeur $(0,9 \pm 0,4)$ ps trouvée par B. Heits *et al.* [24] à la limite du domaine de validité de la méthode du parcours de recul.

Les durées de vie ainsi mesurées vont nous permettre de mieux comprendre le schéma de niveaux du ^{70}Ge

que nous avons proposé en 1976 [1]. Ce schéma a été confirmé depuis par R. L. Robinson *et al.* [25] qui utilisèrent les réactions induites par ions lourds $^{60}\text{Ni}(^{12}\text{C}, 2p)$, $^{61}\text{Ni}(^{12}\text{C}, 2pn)$ et $^{65}\text{Cu}(\text{Li}^7, 2n)$, et

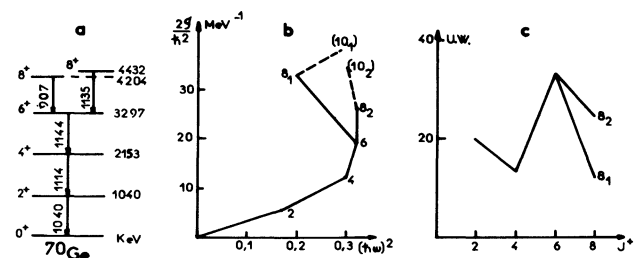


FIG. 9. — a) Schéma simplifié des niveaux du ^{70}Ge ; b) graphe du moment d'inertie $2J/\hbar^2$ en fonction de la fréquence de rotation $(\hbar\omega)^2$; c) graphe des intensités Weisskopf $|M|^2$ en fonction du spin J des niveaux Yrast du ^{70}Ge .

[a] Simplified level scheme of the ^{70}Ge nucleus; b) Plot of the moment of inertia $2J/\hbar^2$ versus the rotation frequency $(\hbar\omega)^2$; c) plot of the Weisskopf intensities $|M|^2$ versus the spin J of the ^{70}Ge Yrast levels.]

aussi par U. Eberth [26] au moyen de la réaction $^{67}\text{Zn}(\alpha, n)$ à $E_\alpha = 16$ MeV. Sur la figure 9, le graphe du moment d'inertie en fonction de la fréquence de rotation suggère l'existence de 2 ensembles distincts de niveaux : d'une part une bande construite sur le fondamental et comprenant les états 2_1^+ , 4_1^+ , 6_1^+ , 8_2^+ et son suivant à 5 541 keV, d'autre part l'état 8_1^+ et son suivant à 5 244 keV. La différence de nature des 2 états 8^+ est confirmée par les valeurs des intensités Weisskopf des transitions $8^+ \rightarrow 6^+$: 13 U.W. pour l'état 8_1^+ et 25 U.W. pour le 8_2^+ . Pour interpréter un phénomène semblable dans le ^{56}Fe , N. Bendjabbah *et al.* [16, 27] et D. G. Sarantites *et al.* [7], confrontés à l'existence de 2 états 6^+ de $B(E2)$ fort différents, ont conclu à la possible existence de formes oblate et prolate pour ces 2 niveaux 6^+ , grâce à un bon accord avec un calcul de modèle en couches. Or cette possible coexistence de formes dans le ^{70}Ge a déjà été prédite par les calculs Hartree-Fock de D. Ardouin *et al.* [28] entrepris pour expliquer le changement brusque autour de $N = 40$ des propriétés des premiers niveaux 0^+ et 2^+ des isotopes de germanium pairs. Elle est d'autant plus probable qu'avec 4 protons $[\pi 2p_{3/2}]_0^4$ et 2 trous de neutrons dans la couche $2p_{1/2}$, dans l'hypothèse où $N = 40$ constitue effectivement une fermeture de couche, le ^{70}Ge aurait

pu fournir une structure rotationnelle, comme c'est effectivement le cas de son isotone ^{72}Se [17]. Le caractère collectif du niveau 6^+ , déduit de la forte intensité de la transition $6^+ \rightarrow 4^+$ (33 U.W.) rend très probable cette hypothèse.

4. Cas du ^{68}Ge . — L'investigation des niveaux de spin élevés du ^{68}Ge par spectroscopie γ en ligne a été conduite par E. Nolte *et al.* [29] au moyen des réactions $^{40}\text{Ca}(^{32}\text{S}, 3pn\beta^+ + 4p)$ et $^{58}\text{Ni}(^{12}\text{C}, 2p + pn\beta^+)$ et a permis d'atteindre des spins (9^-) et (6^+), l'attribution des spins résultant uniquement de l'examen du rapport des intensités des transitions à zéro degré et à 90° . Ces résultats ont été récemment confirmés par J. H. Hamilton *et al.* [30] qui utilisèrent la réaction $^{58}\text{Ni}(^{12}\text{C}, 2p\gamma)$ et identifièrent entre autres des niveaux de caractéristique 8^+ , 10^+ et (12^+) à 4 837, 5 962 et 7 371 keV d'excitation tout en mesurant leurs durées de vie par DSAM. Par la méthode du parcours de recul, I. M. Lemberg *et al.* [31] ont déterminé les vies moyennes des niveaux Yrast 2^+ à 8^+ .

Nous présentons ici les résultats de distributions angulaires des transitions γ émises lors de la réaction $^{66}\text{Zn}(\alpha, 2n\gamma)^{68}\text{Ge}$ à $E_\alpha = 30$ MeV et les mesures des durées de vie correspondantes. Les distributions angulaires effectuées à l'aide de 2 détecteurs de 10 cm^3

TABLEAU II

Distributions angulaires de la réaction $^{66}\text{Zn}(\alpha, 2n_\gamma)^{68}\text{Ge}$

E_γ	$E_i \rightarrow E_f$	$A_2 \pm \Delta A_2$	$A_4 \pm \Delta A_4$	I_0	$J_i^\pi \rightarrow J_f^\pi$	σ	$\alpha_2^i \rightarrow \alpha_2^f$	χ^2	$\delta \pm \Delta\delta$	Multi-polarité
171	4 054 3 883	$-0,14 \pm 0,03$	$-0,12 \pm 0,04$	130	$7^- 6^-$	1,9	0,8 0,77	2	$0,05 \pm 0,1$	M1
234	3 883 3 649	$-0,20 \pm 0,03$	$-0,08 \pm 0,05$	190	$6^- 5^-$	2,2	0,68 0,65	1,2	$0^{+0,02}_{-0,2}$	M1
358	4 054 3 696	$-0,36 \pm 0,06$	$-0,05 \pm 0,09$	33	$7^- 6^+$	1,9	0,81 0,78	0,9	$-0,07^{+0,1}_{-0,2}$	E1
400	4 454 4 054	$0,16 \pm 0,01$	$-0,014 \pm 0,02$	150	$9^- 7^-$	5	0,39 0,37	1,2	$-0,02 \pm 0,1$	E2
405	4 054 3 649	$0,39 \pm 0,08$	$-0,02 \pm 0,01$	30	$7^- 5^-$	2	0,79 0,73	0,9	$0^{+0,3}_{-0,1}$	E2
472	4 054 3 582	$0,27 \pm 0,06$	$-0,14 \pm 0,12$	67	$7^- 5^-$	2,1	0,76 0,70	0,9	$-0,07 \pm 0,1$	E2
651	2 428 1 778	$-0,32 \pm 0,11$	$0,14 \pm 0,14$	57	$3 2^+$	1,7	0,43 0,33	1	$-0,15^{+0,1}_{-0,5}$	
762	1 778 1 016	$0,07 \pm 0,05$	$0,22 \pm 0,07$	124	$2^+ 2^+$	1,5	0,30 0,15	1,8	$-0,18^{+0,2}_{-0,1}$	
1 016	1 016 0	$0,37 \pm 0,05$	$-0,26 \pm 0,1$	1 000	$2^+ 0^+$	1	0,54	1		E2
1 125	5 962 4 837	$0,34 \pm 0,03$	$-0,02 \pm 0,05$	80	$10^+ 8^+$	3,1	0,73 0,70	0,9	$0 \pm 0,1$	E2
1 141	4 837 3 696	$0,37 \pm 0,05$	$-0,10 \pm 0,09$	120	$8^+ 6^+$	1,9	0,84 0,79	0,9	$0 \pm 0,1$	E2
1 252	2 268 1 016	$0,32 \pm 0,02$	$-0,09 \pm 0,04$	720	$4^+ 2^+$	1,6	0,64 0,47	0,12	$0 \pm 0,1$	E2
1 314	3 582 2 268	$-0,44 \pm 0,1$	$0,07 \pm 0,1$	30	$5^- 4^+$	1,8	0,68 0,63	0,9	$-0,15^{+0,1}_{-0,5}$	M1
1 381	3 649 2 268	$-0,26 \pm 0,04$	$0 \pm 0,06$	270	$5^- 4^+$	1,9	0,70 0,65	0,9	$-0,02^{+0,02}_{-0,15}$	M1
1 428	3 696 2 268	$0,28 \pm 0,02$	$-0,27 \pm 0,03$	290	$6^+ 4^+$	1,26	0,80 0,78	0,8	$-0,1 \pm 0,1$	E2
1 633	2 649 1 016	$-0,37 \pm 0,05$	$0,07 \pm 0,06$	84	$3^- 2^+$	1,6	0,48 0,37	1	$-0,16^{+0,2}_{-0,5}$	E1
1 778	1 778 0	$0,27 \pm 0,04$	$0,01 \pm 0,08$	72	$2^+ 0^+$	1,3	0,35	1		E2

La transition γ d'énergie E_γ , issue du niveau d'énergie E_i et de spin J_i aboutit au niveau d'énergie E_f et de spin J_f . A_2 et A_4 sont les coefficients des polynômes de Legendre de la distribution angulaire $I(\theta) = I_0(1 + A_2 P_2(\cos \theta) + A_4 P_4(\cos \theta))$ avec $I_0(1\ 016) = 1\ 000$. σ est l'écart-type de distribution gaussienne des sous-états magnétiques de l'état initial, α_2^i et α_2^f sont les coefficients d'alignements des niveaux initial et final tels qu'ils sont définis dans la référence [32] qui donne aussi la convention de signe du coefficient de mélange δ . Les énergies sont exprimées en keV.

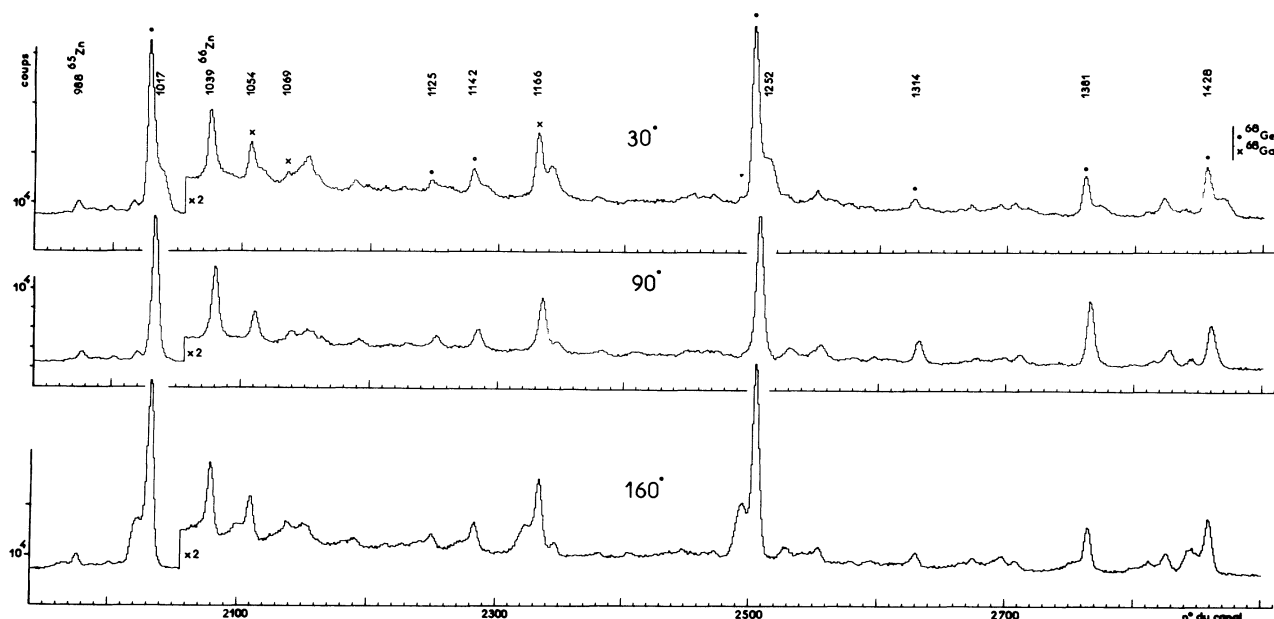


FIG. 10. — Même légende que pour la figure 1 pour la réaction $^{66}\text{Zn} + \alpha$ et les angles $\theta = 30, 90$ et 160° .

[Same caption as figure 1 but for the $^{66}\text{Zn} + \alpha$ reaction and angles of $\theta = 30^\circ, 90^\circ$ and 160° .]

TABLEAU III

Mesures des durées de vie de niveaux des ^{68}Ge et ^{68}Ga

E_x	J^π	E_γ	θ^0	τ_i	τ_j	τ_k	τ_l	$ M ^2$	A	B	τ_1	C	τ_2	D	τ_3	E	τ_4
1 016	2 ⁺	1 016	30	4,3	$5 + 3$ $- 2$	$5,8 + 1,1$ $- 0,8$		9	0,07	0,08	2,5	0,2	5	0,36	1,1	0,29	0,8
			160	6													
1 778	2 ⁺	1 778	160	5	$5 + 3$ $- 2$			0,5	0,71	0,29	5	0		0		0	
2 268	4 ⁺	1 252	30	0,9	$1,2 + 0,4$ $- 0,3$	$1,3 \pm 0,7$	$1,5 \pm 0,4$	13	0,18	0,42	10	0		0,19	0,8	0,21	0,7
			160	1,3													
2 649	3 ⁻	1 633	30	3,3	$2,5 + 2$ $- 1,5$				0,6	0,4	5	0		0		0	
			160	1,3													
3 582	5 ⁻	1 314	30	11	> 10			$< 2 \times 10^{-5}$	0,30	0,70	174	0		0		0	
			160	> 20													
3 649	5 ⁻	1 381	30	1,3	$2 + 2$ $- 1$				0,28	0,72	300	0		0		0	
			160	5													
3 696	6 ⁺	1 428	30	0,6	$0,7 + 0,2$ $- 0,1$	≤ 1	$0,7 \pm 0,2$	12	0,48	0,11	174	0		0,14	0,7	0,27	1
			160	0,8													
4 837	8 ⁺	1 141	30	0,6	$0,7 + 0,2$ $- 0,1$	$1,9 + 0,8$ $- 0,4$	$1,5 \pm 0,3$	36	0,34	0,66	1	0		0		0	
			160	0,8													
5 366	(8 ⁺)	1 670	30	0,7	$0,8 + 0,3$ $- 0,2$			10	1	0		0		0		0	
			160	0,8													
5 962	10 ⁺	1 125	30	1	$1 + 0,4$ $- 0,2$		$1,1 + 0,2$ $- 0,3$	27	1								
2 285*	(7,8)	1 055	30	5	$6 + 4$ $- 2$				1								
			160	8													
2 396*	9 ⁻	1 167	30	1,5	$1,8 + 0,4$ $- 0,3$				1								
			160	2													

Même commentaire que pour le tableau I. De plus τ_k sont les mesures obtenues par la méthode du parcours de recul [31], τ_l celles obtenues par DSAM [11]. Les astérisques désignent 2 niveaux du ^{68}Ga [33] : la vie moyenne du niveau $J^\pi = 9^-$ à 2 396 keV est certainement un peu inférieure à 1,8 ps puisque pour le calcul nous avons supposé que son alimentation était entièrement prompte ($A = 1$).

et 90 cm^3 chacun à 8 angles différents dans l'intervalle $25^\circ < \theta < 150^\circ$, sont analysées (cf. Tableau II) selon le formalisme de T. Yamazaki [32] où l'on suppose gaussienne la population des sous-états magnétiques du niveau dont est issue la transition γ . Nos résultats confirment en tout point les attributions de caractéristiques de E. Nolte [29] et J. H. Hamilton [30].

Pour nos mesures de DSAM, nous avons utilisé une cible de ^{66}Zn isotopiquement pure, de $1,2\text{ mg/cm}^2$ d'épaisseur effective et l'analyse a été conduite avec, pour les pouvoirs d'arrêts, des facteurs correctifs $f_e = f_n = 0,95$ (cf. 2.2). La figure 10 montre 3 portions de spectres γ libres de la réaction $^{66}\text{Zn} + \alpha$ à $E_\alpha = 30\text{ MeV}$, sur lesquels ont été effectués les ajustements de la figure 11.

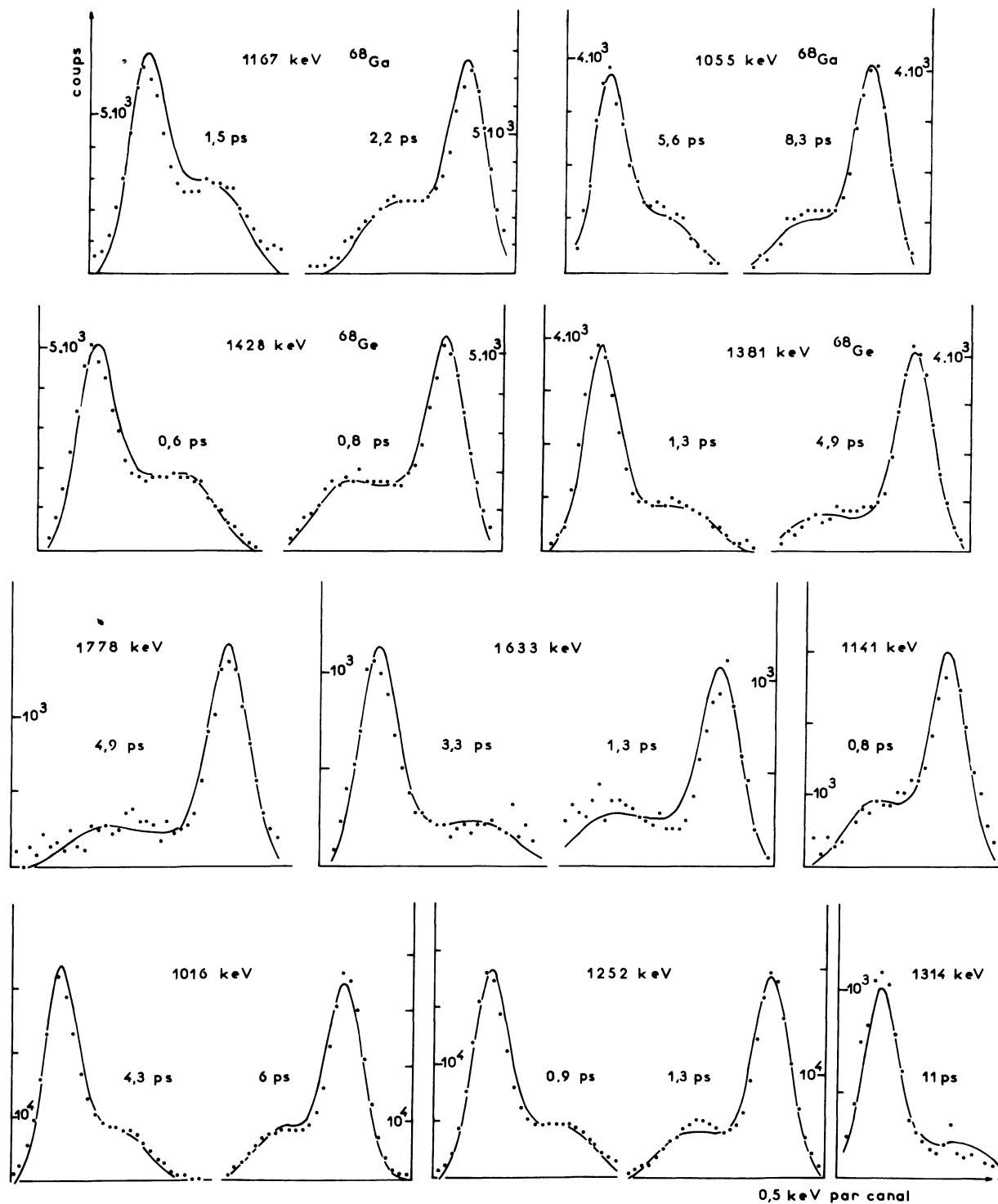


FIG. 11. — Même légende que pour la figure 6 mais pour la réaction $^{66}\text{Zn} + \alpha$ pour une cible d'épaisseur $1,2\text{ mg/cm}^2$ et les angles $\theta = 30^\circ$ et 160° .

[Same caption as figure 6 but for the $^{66}\text{Zn} + \alpha$ reaction, a 1.2 mg/cm^2 target thickness and angles of $\theta = 30^\circ$ and 160° .]

Les résultats ainsi obtenus sont groupés sur le tableau III où l'on peut constater le bon accord existant avec les mesures de vie moyenne des références [30] et [31] pour le ^{68}Ge , sauf pour le niveau 8^+ à 4 837 keV d'excitation pour lequel nous trouvons $\tau = 0,7$ ps au lieu de 1,5 ps. Ce désaccord est important car d'une part il remet en question l'existence d'un changement de structure entre les niveaux 6^+ , et 8^+ , proposé par J. H. Hamilton *et al.* [30] pour expliquer la brusque variation du moment d'inertie en fonction de la fréquence de rotation (backbending) et la relativement faible accélération de la transition $8^+ \rightarrow 6^+$, et d'autre part, il limite aux états de parité négative l'analogie que nous avons signalée [2] entre les noyaux ^{68}Ge et ^{66}Zn . Nos mesures au contraire donnent des intensités Weisskopf $|M|^2 = 36$ U.W. pour la transition $8^+ \rightarrow 6^+$ et $|M|^2 = 27$ U.W. pour la transition $10^+ \rightarrow 8^+$, indiquant ainsi le caractère fortement collectif des niveaux correspondants et suggérant leur appartenance à une autre bande. Certes tous nos résultats reposent sur l'exactitude du schéma de désintégration utilisé et pour la durée de vie du niveau 8^+ sur l'unicité de la transition de 1 141 keV dans notre spectre ; mais une mauvaise mesure de notre part, due à un pic parasite dans le spectre γ de la réaction $^{66}\text{Zn}(\alpha, 2n\gamma)^{68}\text{Ge}$ n'est guère envisageable puisque nous avons nous-même étudié le ^{68}Ga [33] produit de la deuxième voie de sortie $^{66}\text{Zn}(\alpha, pn\gamma)^{68}\text{Ga}$. En outre le fait que nous ayons pu ignorer l'alimentation des états étudiés à partir de niveaux discrets, n'a pu que conduire à des durées

de vies trop longues. La figure 11 et le tableau III montrent aussi des mesures concernant 2 niveaux du ^{68}Ga , effectuées avec les coefficients correctifs des pouvoirs d'arrêt $f_e = f_n = 0,95$.

5. Cas du ^{66}Zn . — Nous avons présenté en 1976 [2] un schéma de niveaux de caractéristiques allant jusqu'à $J^\pi = 10^+$ du ^{66}Zn obtenu par la réaction $^{64}\text{Ni}(\alpha, 2n\gamma)$ à $E_\alpha = 27$ MeV. Ce schéma vient d'être confirmé et complété jusqu'à $J^\pi = (12^+)$ par G. F. Neal *et al.* [34] au moyen de la même réaction.

Sur cible autoporteuse de ^{64}Ni , ayant une épaisseur effective de 1,21 mg/cm², nous avons réalisé les spectres γ libres de la figure 12. Le choix des pouvoirs d'arrêts $f_e = f_n = 0,95$ est justifié au paragraphe 2.2. Les ajustements présentés sur la figure 13 ont conduit aux mesures tabulées en IV.

La compilation de R. L. Auble [35] donne des résultats convergents pour la vie moyenne $\tau = 2,3$ ps du niveau 2^+ à 1 039 keV mesurée par excitation coulombienne, valeur récemment confirmée par R. Neuhausen [36] en (e, e') . Comme nous l'avons signalé en 2.5, cette donnée ne peut guère être comparée avec notre mesure très imprécise $\tau = 2,5^{+5}_{-2}$ ps. Tout comme A. Charvet *et al.* [37] pour des mesures concernant le ^{64}Zn , nous ne sommes pas en accord avec les résultats de M. Ivascu *et al.* [38] concernant le ^{66}Zn obtenu par réaction $(\alpha, p\gamma)$ à $E_\alpha = 13$ MeV :

— $(0,27 \pm 0,1)$ ps pour le niveau 2^+ à 1 873 keV au lieu de notre mesure 1,2 ps,

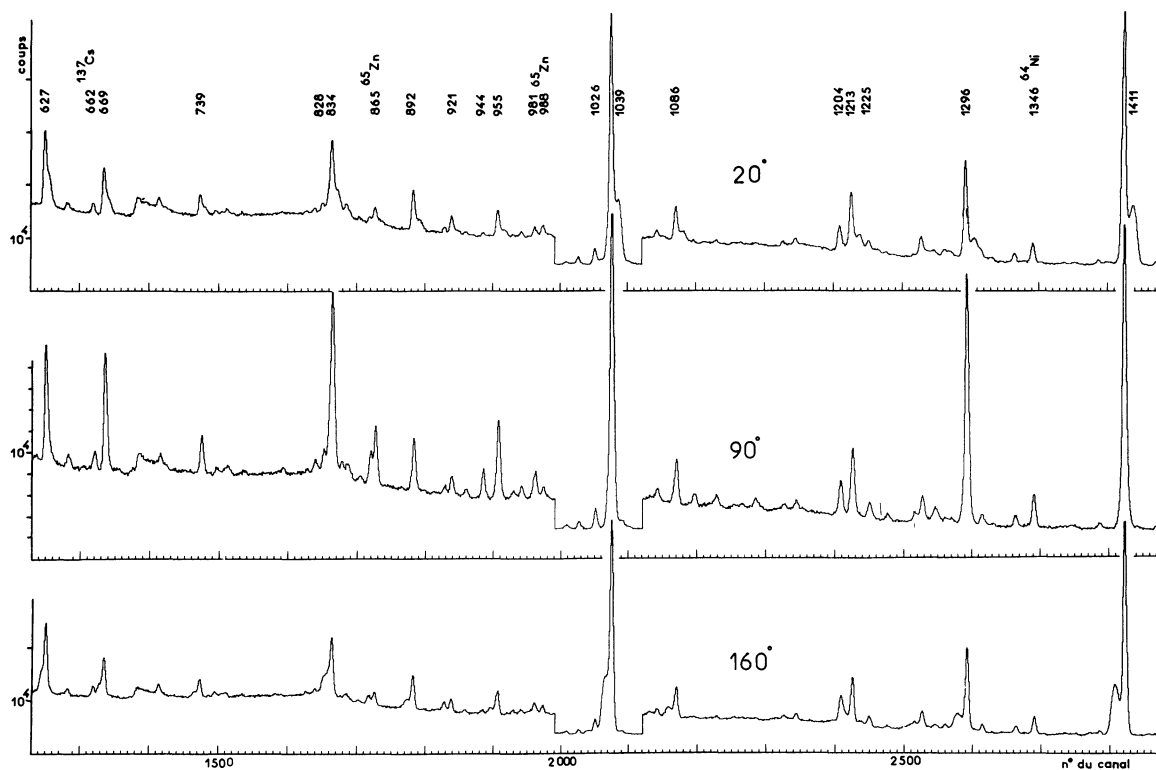


FIG. 12. — Même légende que pour la figure 1 mais pour la réaction $^{64}\text{Ni} + \alpha$ et les angles $\theta = 20^\circ, 90^\circ$ et 160° .

[Same caption as figure 1 but for the $^{64}\text{Ni} + \alpha$ reaction and angles of $\theta = 20^\circ, 90^\circ$ and 160° .]

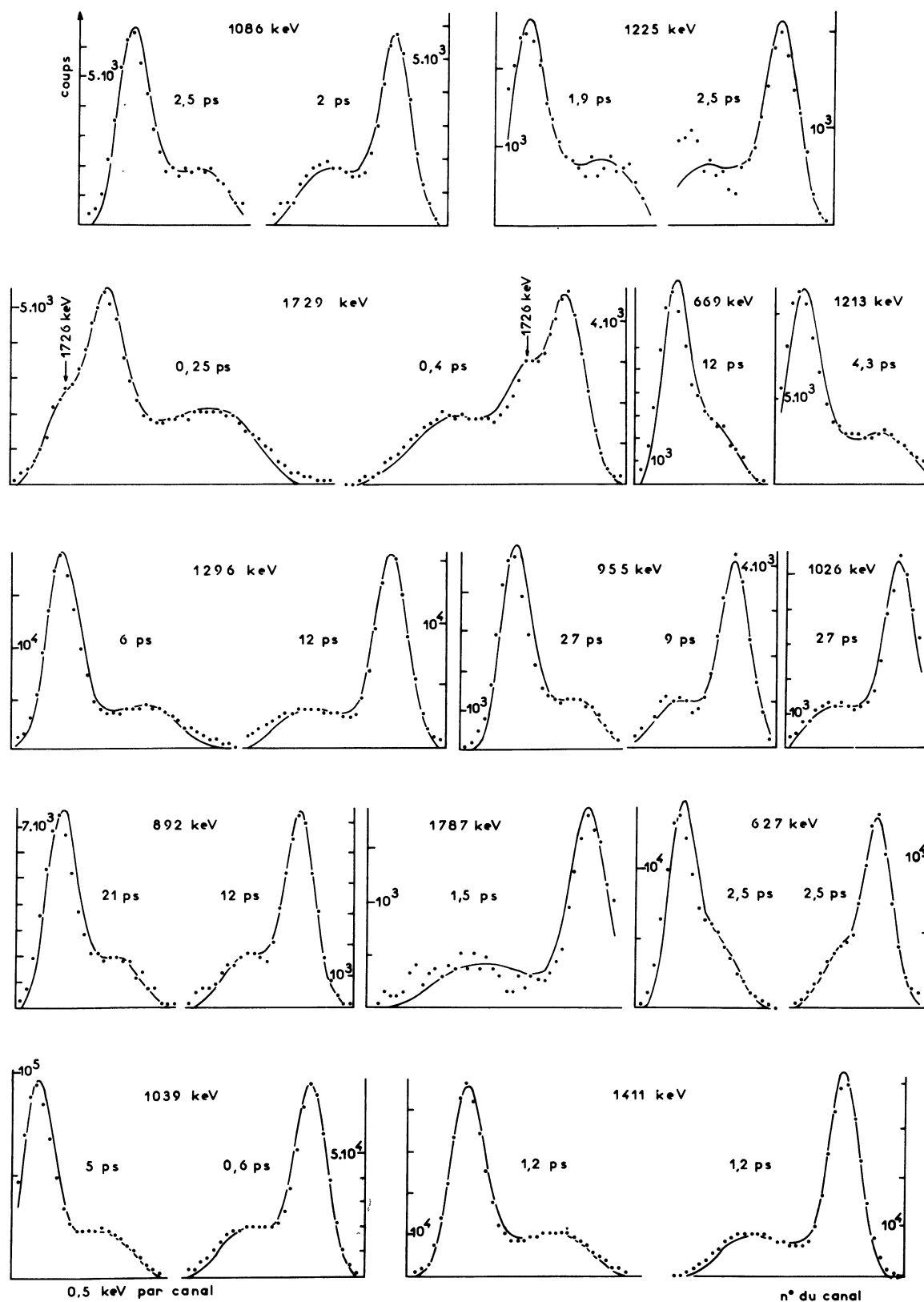


FIG. 13. — Même légende que pour la figure 6 mais pour la réaction $^{64}\text{Ni} + \alpha$ et les angles $\theta = 20^\circ$ et 160° . Les formes des pics dopplérisés des 2 transitions de 1 726 et 1 729,5 keV ont été sommées avec leurs intensités dans le rapport 1/4.

[Same caption as figure 6 but for the $^{64}\text{Ni} + \alpha$ reaction, a 1.2 mg/cm² target thickness and angles of $\theta = 20^\circ$ and 160° . The Doppler broadened lines of the two 1 726 and 1 729.5 keV transitions have been summed with the intensities ratio 1/4.]

TABLEAU IV
Mesure des durées de vies de niveaux du ^{66}Zn

E_x	J^π	E_y	θ	τ_i	τ_j	$ M ^2$	A	B	τ_1	C	τ_2	D	τ_3	E	τ_4
1 039	2 ⁺	1 039	20	5	2,5 $\begin{smallmatrix} + 5 \\ - 2 \end{smallmatrix}$	20	0,05	0,3	20	0,3	100	0,2	1,2	0,15	0,3
			160	0,6											
1 873	2 ⁺	834	160	1,2	1,2 $\begin{smallmatrix} + 0,5 \\ - 0,3 \end{smallmatrix}$		0,56	0,44	10	0		0		0	
2 450	4 ⁺	1 411	20	1,2	1,2 $\begin{smallmatrix} + 0,6 \\ - 0,4 \end{smallmatrix}$	8	0,14	0,52	20	0		0,10	0,3	0,24	20
			160	1,2											
2 765		892	20	20	> 10		0,65	0		0		0,07	8	0,28	200
			160	12											
2 826	3 ⁻	1 787	160	1,5	1,5 $\begin{smallmatrix} + 0,8 \\ - 0,4 \end{smallmatrix}$		0,6	0		0		0,08	8	0,32	200
3 077	4 ⁺	627	20	2,5	2,5 $\begin{smallmatrix} + 1,5 \\ - 0,5 \end{smallmatrix}$	11	0,33	0		0		0,13	8	0,51	200
			160	2,5											
3 746	5 ⁻	1 296	20	6	8 $\begin{smallmatrix} + 20 \\ - 4 \end{smallmatrix}$	$2,5 \times 10^{-5}$	0,19	0,36	100	0		0,25	200	0,20	100
			160	12											
		669	20	12											
4 179	6 ⁺	1 729	20	0,25	0,3 $\begin{smallmatrix} + 0,15 \\ - 0,05 \end{smallmatrix}$	11	0,34	0		0		0,29	20	0,37	2
			160	0,43											
5 205	8 ⁺	1 026	20	> 20	> 8	< 2	0,44	0		0		0,39	2,2	0,17	2,5
		955	20	9		$< 10^{-3}$									
			160	> 10											
5 463	9 ⁻	1 213	20	4,3	4 $\begin{smallmatrix} + 3 \\ - 2 \end{smallmatrix}$		1								
6 291	10 ⁺	1 086	20	2,5	2,3 $\begin{smallmatrix} + 1 \\ + 0,5 \end{smallmatrix}$	15	0,7	0,3	2,5						
			160	2											
7 517	(12 ⁺)	1 225	20	1,9	2,1 $\begin{smallmatrix} + 0,8 \\ - 0,3 \end{smallmatrix}$	18	1								
			160	2,5											

Même commentaire que pour le tableau I.

— $(0,21 \pm 0,11)$ ps pour l'état 4⁺ à 2 450 keV au lieu de notre mesure 1,2 ps, et enfin

— $(0,33 \pm 0,2)$ ps pour le niveau 3⁺ à 2 826 keV au lieu de notre mesure 1,5 ps.

Par contre la comparaison de nos mesures avec celles de D. H. Youngblood *et al.* [39] obtenues en (α, α') n'est pas en contradiction pour les 2 niveaux à 1 873 et 2 452 keV pour lesquels nos valeurs 1,2 ps et 1,2 ps respectent à peu près les limitations < 2 et < 1 ps. Mais leurs mesures concernant les 2 niveaux à 2 826 et 3 077 keV sont nettement inférieures aux nôtres : $(0,26 \pm 0,05)$ au lieu de 1,5 ps et $(0,19 \pm 0,15)$ au lieu de 2,5 ps. Une mesure récente de A. Charvet ⁽²⁾ par réaction (α, p) à $E_\alpha = 7,8$ MeV confirme notre valeur 1,2 ps de la durée de vie du niveau 4⁺ à 2 450 keV.

Les intensités Weisskopf des transitions entre les niveaux Yrast $12^+ \rightarrow \dots \rightarrow 0^+$ nous permettent d'affirmer que le brusque coude observé entre les états 8⁺ et 6⁺ du ^{66}Zn sur le graphe du moment d'inertie en fonction de la fréquence de rotation et rappelant la

forme en S de *backbending* [40] correspond aussi à une transition $8^+ \rightarrow 6^+$ sévèrement ralentie par rapport à toutes les autres : il y a donc très probablement changement de structure entre les niveaux Yrast 2⁺, 4⁺, 6⁺ d'une part, et 8⁺, 10⁺, 12⁺ d'autre part. Nous avons proposé [40] une interprétation qualitative de ce changement de structure : les états 2⁺, 4⁺, 6⁺ n'auraient aucune composante $\nu g_{9/2}$ et seraient associés à une forme quasisphérique du noyau, alors que les états 8⁺, 10⁺ (12⁺) mettraient en jeu l'alignement de 2 neutrons sur la couche $\nu g_{9/2}$ et seraient associés à une déformation du noyau ; un couplage de Coriolis entre ces 2 neutrons et un cœur faiblement déformé pourrait être envisagé. Cette interprétation du faible recouvrement des fonctions d'onde des états (2⁺, 4⁺, 6⁺) d'une part, et (8⁺, 10⁺, 12⁺) d'autre part, est aussi celle de G. F. Neal *et al.* [34].

6. Conclusions. — L'étude des énergies d'excitation des niveaux des zinc et des germanium pairs en fonction du nombre de neutrons fait apparaître l'influence de la couche $\nu g_{9/2}$. En particulier, dans les 3 noyaux que nous avons étudiés, on observe la présence, vers

⁽²⁾ A. Charvet, communication privée.

une énergie d'excitation de 3,5 MeV, d'un triplet d'états de parité négative $J^\pi = 5^-, 6^-, 7^-$, et la sévère interdiction ($|M|^2 < 2,5 \times 10^{-5}$ U.W.) de la transition $E1$ de l'état 5_1^- vers l'état 4_1^+ . L'interprétation la plus simple de ces deux observations est de considérer que ces états peuvent être décrits par la présence d'un neutron sur la couche $vg_{9/2}$ et avoir la configuration $\nu(g_{9/2}, (p_{1/2}, p_{3/2}, f_{5/2}))_{5^-, 6^-, 7^-}^2$ alors que la composante $vg_{9/2}$ serait absente dans la description des états $J^\pi = 0_1^+, 2_1^+, 4_1^+$.

Par contre en ce qui concerne les états de parité positive, si pour le ^{66}Zn l'influence de la couche $vg_{9/2}$ explique bien un changement de structure entre les niveaux Yrast 8^+ et 6^+ , ce phénomène n'est pas apparent dans le noyau isotone ^{68}Ge où au contraire les deux transitions $8_1^+ \rightarrow 6_1^+$ et $8_2^+ \rightarrow 6_1^+$ sont accélérées. En particulier, la nature très collective des transitions entre les niveaux Yrast $12^+ \rightarrow 10^+ \rightarrow 8^+ \rightarrow 6^+$ laisse

penser qu'il s'agit d'une bande quasi rotationnelle. La présence dans le ^{70}Ge de deux transitions fortement accélérées $6_1^+ \rightarrow 4_1^+$ et $8_2^+ \rightarrow 6_1^+$ invite aussi à considérer l'éventualité d'une telle bande dans ce noyau.

L'existence dans les noyaux ^{68}Ge et ^{70}Ge d'états Yrast de bas spins, quasi sphériques, réputés vibrationnels, et d'états Yrast de spins plus élevés, bien plus collectifs et probablement déformés, confirme que ces noyaux sont mous, situés dans la zone de transition entre les zinc *sphériques* et les sélénium *rotationnels*. Souhaitons que la récente avalanche de résultats concernant les zinc et les germanium (obtenus par réactions de transfert, par réactions de fusion induites avec ions lourds ou avec α en ce qui nous concerne) incite les théoriciens à entreprendre des calculs tenant compte de la couche $g_{9/2}$ afin de lever les doutes entourant l'interprétation de ces noyaux.

Bibliographie

- [1] MORAND, C., AGARD, M., BRUANDET, J. F., GIORNI, A., LONGEQUEUE, J. P. et TSAN UNG CHAN, *Phys. Rev. C* **13** (1976) 2182.
- [2] BRUANDET, J. F., AGARD, M., GIORNI, A., MORAND, C., LONGEQUEUE, J. P. et TSAN UNG CHAN, *Phys. Rev. C* **6** (1975) 1739.
- [3] OLNES, J. W. et WARBURTON, E. K., *Phys. Rev.* **151** (1966) 792.
WARBURTON, E. K., OLNES, J. W. et POLETTI, A. R., *Phys. Rev.* **160** (1967) 938.
- [4] FISHER, T. R., HANNA, S. S., HEALEY, D. C. et PAUL, P., *Phys. Rev.* **176** (1968) 1130.
RIESS, F., PAUL, P., THOMAS, J. B. et HANNA, S. S., *Phys. Rev.* **176** (1968) 1140.
- [5] LINDHARD, J., SCHARF, M. et SCHIOTT, H. E., *K. Dans. Vidensk. Selsk. Mat. Fys. Medd.* **33** (1963).
LINDHARD, J. et SCHARF, M., *Phys. Rev.* **12V** (1961) 128.
SCHIOTT, H. E., *K. Dans. Vidensk. Selsk. Mat. Fys. Medd.* **35** (1966).
- [6] BLAUGRUND, A. E., *Nucl. Phys.* **88** (1966) 501.
- [7] HOFFMAN, E. J., VAN PATER, D. M., SARANTITES, D. G. et BARKER, J. H., *Nucl. Instrum. Methods* **109** (1973) 3.
URBON, J., SARANTITES, D. G. et RUTLEDGE, L. L., Jr., *Nucl. Instrum. Methods* **126** (1975) 49.
SARANTITES, D. G., URBON, J. et RUTLEDGE, L. L., Jr., *Phys. Rev. C* **14** (1976) 1412.
- [8] BERTIN, M. C., BENCZER-KOLLER, N., SEAMAN, G. C. et McDONALD, J., *Phys. Rev.* **183** (1969) 964.
- [9] BROUDE, C., ENGELSTEIN, P., POPP, M. et TANDON, P. N., *Phys. Lett.* **39B** (1972) 185.
- [10] TOULEMONDE, M., HAAS, F., *Phys. Rev. C* **15** (1977) 49.
- [11] MORAND, C., AGARD, M., BRUANDET, J. F., GIORNI, A., LONGEQUEUE, J. P., TSAN UNG CHAN, *J. Physique* **38** (1977) 105.
- [12] EUBE, E., EBERTH, J., EBERTH, U., EICHNER, H. et ZOBEL, V., *Nucl. Instrum. Methods* **130** (1975) 73.
- [13] NOLTE, E., WALTER, Th. Rapport annuel, Munich (1974) 66.
- [14] HAMILTON, J. H., CROWELL, H. L., ROBINSON, R. L., RAMAYYA, A. V., COLLINS, W. E., RONNINGEN, R. M., MARUHN-REZWANI, V., MARHUN, J. A., SINGHAL, N. C., KIM, H. J., SAYER, R. O., MAGEE, T. et WHITLOCK, L. C., *Phys. Rev. Lett.* **36** (1976) 340.
- [15] HUSAR, D., HILLS, J. S., GRAF, H., NEUMANN, U., PELTE, D. et MERDINGER, J. C., *Phys. Rev. Lett.* **36** (1976) 1291.
- [16] BENDJABALLAH, N., DELEAUNAY, J., NOMURA, T. et KIM, H. J., *Phys. Rev. Lett.* **36** (1976) 1536.
- [17] LIEB, K. P. et KOLATA, J. J., *Phys. Rev. C* **15** (1977) 939.
- [18] GIORNI, A., GLASSER, F., BRUT, F., MORAND, C., BRUANDET, J. F., LONGEQUEUE, J. P. et TSAN UNG CHAN, Conf. Physics of medium-light Nuclei, Florence, juin (1977) 46.
- [19] GIBSON, W. M., HASHIMOTO, Y., KEDDY, R. J., MARUYAMA, M. et TEMMER, G. M., *Phys. Rev. Lett.* **29** (1972) 74.
- [20] ALVAR, K. R. et RAMAN, S., *Nucl. Data Sheets*, **B 8** (1972) 1.
- [21] HUBLER, G. K. et KUGEL, H. W., *Phys. Rev. C* **9** (1974) 1954.
- [22] FAHLANDER, C., JOHANSSON, K., KARLSSON, E. et POSSNERT, G., Annual Report Uppsala (1976) 115.
- [23] KLINE, F. J., AUER, J. P., BERGSTROM, J. C. et CAPLAN, H. S., *Nucl. Phys. A* **255** (1975) 435.
- [24] HEITS, B., FRIEDERICH, H. G., GELBERG, A., LIEB, K. P., PEREGO, A., RASCHER, R., ZELL, K. O. et VON BRENTANO, P., *Phys. Lett.* **61B** (1976) 33.
- [25] ROBINSON, R. L., KIM, H. J., SAYER, R. O., WELLS, J. C. Jr et RONNINGEN, R. M., Conférence européenne de physique nucléaire avec des ions lourds. Caen (1976) p. 21. Annual progress report (1975) ORNL, 5137.
- [26] EBERTH, U., Thèse Cologne (1975).
- [27] BENDJABALLAH, N., DELAUNAY, J., JAFFRIN, A., NOMURA, T. et OGAWA, K., *Nucl. Phys. A* **284** (1977) 513.
- [28] ARDOUIN, D., TAMISIER, R., VERGNES, M., ROTBARD, G., KALIFA, J., BERRIER, G. et GRAMMATICOS, B., *Phys. Rev. C* **12** (1975) 1745.
- [29] NOLTE, E., SHIDA, Y., KUTSCHERA, W., PRESTEL, R. et MORINAGA, H., *Z. Phys.* **268** (1974) 267.
- [30] HAMILTON, J. H., Conf. de structure nucléaire, Dubna (1976).
DE LIMA, A. P., HAMILTON, J. H., RAMAYYA, A. V., VAN NOOIJEN, B., RONNINGEN, R. M., KAWAKAMI, H., PIERCEY, R. B., ROBINSON, R. L., KIM, H. J., TUTTLE, W. K. et PEKER, L. K., Conférence européenne de physique nucléaire avec des ions lourds. Caen (1976), p. 36. *Bull. Acad. Pol. Sci., Cl. 3* **22** (1977) 565.
- [31] LEMBERG, I. M. et al. Proc. Nucl. Struct. Conf. Leningrad (1975) p. 376.
- [32] YAMAZAKI, T., *Nucl. Data, Sect. A* **3** (1967) 1.
- [33] MORAND, C., BERTHET, B., AGARD, M., BRUANDET, J. F., GIORNI, A., GLASSER, F., LONGEQUEUE, J. P. et TSAN UNG CHAN, *Z. Phys. A* **278** (1976) 189.
- [34] NEAL, G. F., SAWA, Z. P., VENEZIA, F. P. et CHAGNON, P. R., *Nucl. Phys. A* **280** (1977) 161.

- [35] AUBLE, R. L., *Nucl. Data. Sheets*, **16** (1975) 383.
 - [36] NEUHAUSEN, R., *Nucl. Phys. A* **282** (1977) 125.
 - [37] CHARVET, A., DUFFAIT, R., NEDAGI, T., EMSALLEM, A., MARGUIER, G. et CHERY, R., *Phys. Rev. C* **13** (1976) 2237.
 - [38] IVASCU, M., POPESCU, P., DRAGULESCU, E., AVRIGEANU, V., BESLIU, C. et MARTALOGU, N., *Nucl. Phys. A* **218** (1974) 104.
 - [39] YOUNGBLOOD, D. H. et KOZUB, R. L., *Nucl. Phys. A* **183** (1972) 197.
 - [40] BRUANDET, J. F., Thèse Grenoble, ISN 76-30.
BRUANDET, J. F., MORAND, C., TSAN UNG CHAN, AGARD, M., GIORNI, A. et GLASSER, F., Conf. physics of medium-light nuclei, Florence, juin (1977) 97.
-